

Харківське територіальне відділення МАН України

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ

ГРАНУЛЯРНИХ СЕРЕДОВИЩ

ВІД ЇХ ПАРАМЕТРІВ ТА

ПОВЕДІНКА ОКРЕМИХ ОБ'ЄКТІВ У НИХ



Роботу виконав:
Гамов Олексій Андрійович,
учень 9 класу Харківського навчально-виховного комплексу № 45 «Академічна гімназія» Харківської міської ради Харківської області,
вихованець гуртка «Наукові дослідження у фізиці» Комунального закладу «Харківська обласна Мала академія наук Харківської обласної ради»

Наукові керівники:
Мазанов Максим Володимирович, студент фізичного факультету Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна;
Іврій Ілля Леонідович, вчитель фізики Харківського навчально-виховного комплексу № 45 «Академічна гімназія», спеціаліст вищої категорії, вчитель – методист, «Відмінник освіти України»

Мета роботи: дослідження властивостей гранулярних середовищ від їх параметрів та дослідження поведінки окремих об'єктів у них.
Завдання: розглянути літературу з теми, що досліджується; провести теоретичні й експериментальні дослідження явища руху гранулярного середовища, зокрема явище гранулярної конвекції.

Розглянуті у роботі явища

Режим руху «рідини»

Рух тіла виникає через те, що гранули у середовищі коливаються і рухаються у різних напрямках, подібно до молекул у рідині: коливання підставки слугують лише «розріджувачем» гранулярного середовища. Тим самим поширення тиску приблизно збігається з гідростатичним тиском у нестискуваній рідині. Тому ми можемо вважати, що у даному випадку приблизно виконується закон Архімеда.

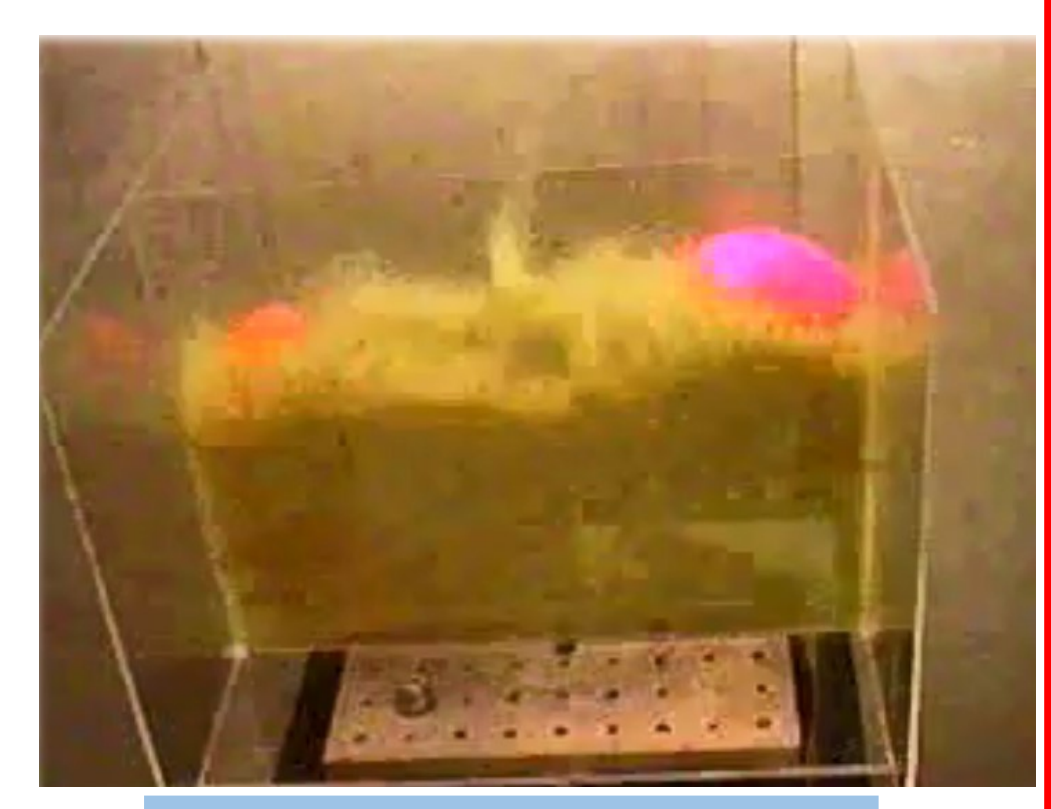


Типові експериментальні установки

Ми розраховуємо ефективну в'язкість середовища завдяки використанню співвідношення Ейнштейну-Стоксу яке зв'язує коефіцієнт дифузії та в'язкість середовища $D = \frac{k_B T}{6\pi\eta r}$.
Якщо вважати, що гранули рухаються з швидкостями порядку швидкості підставки, то середня кінетична енергія руху часток буде дорівнювати $k_B T \approx \frac{mv_{sc}^2}{3} \approx \frac{m(x_0\omega)^2}{3}$ З чого $\eta = \frac{m(x_0\omega)^2}{18\pi r D}$.
Ми можемо визначити D ти завдяки експерименту з розпливанням невеликої групи гранул на поверхні. Він залежить від радіуса розпливання кола та часу розпливання, як $D = \frac{R^2}{4t}$.
Також ми можемо використовувати формулу $v = \frac{2(\rho_m - \rho_{ср})r^2 g}{9\eta}$ для встановлення постійної швидкості вспливання кульки у середовищі.

Режим руху «гарматного ядра»

Для підтримування такого руху системи необхідні коливання з великою амплітудою, та переважно малою частотою. Інертні об'єкти у цьому режимі пробивають верхні горизонтальні шари середовища. Тут немає направленого руху груп гранул.



Кадри експерименту

Нехай енергія, що отримує об'єкт за один період коливань системи дорівнює роботі проти сил опору.
Силу опору при русі об'єкту через середовище ми можемо визначити, як функцію від висоти – $F_{сopp}(h)$
Енергія, що отримується часткою за період коливань дорівнює - $\frac{m(\omega A)^2}{2}$
Робота проти сил тертя буде дорівнювати - $F_{mp}(h)\Delta h$
Для середньої швидкості: $\frac{dh}{dt} = \bar{v} = \frac{\Delta h}{T} = \frac{m(\omega A)^2 / 2}{F_{mp}(h) 2\pi / \omega}$ Тоді: $\bar{v} = \frac{1}{4\pi} \frac{m\omega^3 A^2}{F_{mp}(h)}$

Режим руху гранулярної конвекції

Перш за все слід зазначити, що в гранулярних середовищах існує два дуже різних за фізичною природою ефекту конвекції: перший – адіабатичний, відбувається за відносно малих прискорень і за шорстких стінок посудини, з конвективною коміркою розмірів порядку розмірів посудини, та другий – неадіабатичний, що відбувається за великих (порівняно з прискоренням вільного падіння) прискорень і за гладких стінок, зі спонтанними конвективними комірками розмірів, що можуть не залежати від розмірів посудини.

При приближенні з рівномірним розподілом гранул з висотою можемо записати з урахуванням закону збереження мас, та розглядаючи зісковзування гранул біля стінок ми можемо отримати рівняння для початкової швидкості потоку уверх:

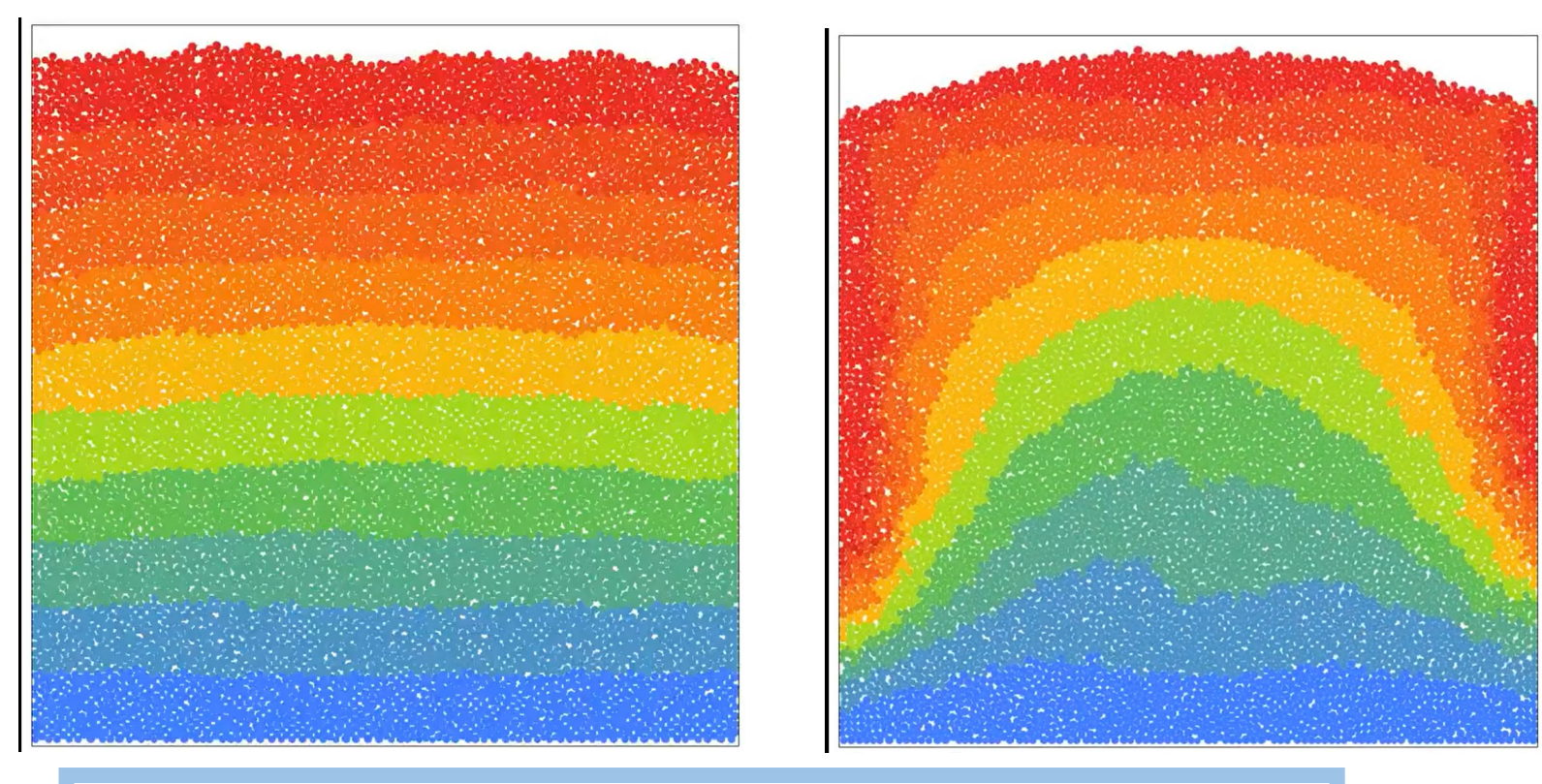
$$v_u = \frac{\pi^3}{16} \cos^3 \alpha_0 \left(\frac{A}{R} - tg \alpha_0 \frac{\pi}{2} \right) \omega A e^{\frac{H}{\zeta}}$$

У цьому рівнянні є параметр R що ви- R значається, як відстань від краю посудини до шару, у якому гранули підіймаються за 1 період коливання на висоту рухомого шару.

Варто відмітити, що ця формула відображає такі риси конвекції, як її пороговий характер (частинки не можуть скочуватись при значеннях менших за $\frac{A}{R}$ знаходяться під конусом природного укосу) та те, що основна залежність є саме $tg \alpha_0 \frac{\pi}{2}$ від амплітуди коливань підставки.

Адiabатична конвекція

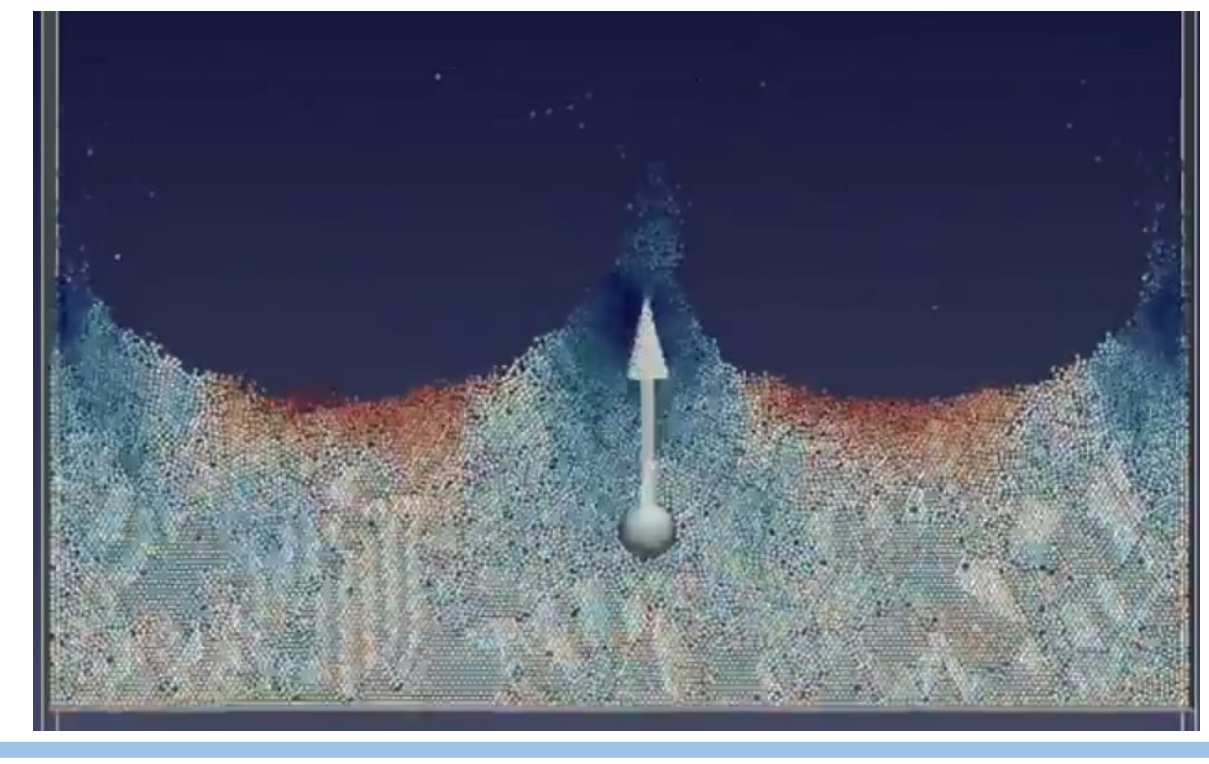
Цей режим можна розглядати як геометрично стійкий термодинамічно дозволений процес.



Кадри симуляції адіабатичної конвекції

Не адіабатична конвекція

Цей режим пов'язаний з нестійкістю типу Релея-Бенара та граничить з фазою гранулярного ефекту Лейденфроста.



Кадр симуляції не адіабатичної конвекції

Приведемо термодинамічну модель конвекції, що буде використовувати у своїй основі рівняння стану $T = \frac{p(h)}{3} \left(\frac{V_s}{V_k} - \frac{V_k}{k} \right)$ у якому V_s – це об'єм осередку, V_k – це об'єм гранули, а k – це коефіцієнт щільної упаковки гранул. Замість V_k^k будемо використовувати V_k . Переписавши рівняння для густини отримаємо $T = \frac{p(h)}{3\rho_k} \left(\frac{\rho_k}{\rho} - 1 \right)$; Рівняння є модифікованим рівнянням Ван-дер-Ваальса з забороненим об'ємом. Це обумовлено тим, що рух гранул ефективно переходить до одномірного.

Використовуючи просто адіабатичне рівняння: $0 = dQ = dA + dU$, та перетворюючи його отримаємо диференціальне рівняння для об'ємів $\frac{V_k}{V_s} - (V_s - V_k) \frac{V_k''}{(V_s')^2} + 3 = 0$, де штрихами позначаємо похідну по висоті. Його чисельні розв'язки не дають результатів, що відповідають пороговому характеру конвекції, але дає спостерігати за можливими характерними розв'язками.

Додаючи до рівняння члени, що відповідають силі тяжіння, в'язкості, та теплопровідності отримаємо рівняння:

$\frac{g\sqrt{m}}{d} \left(2d^2 \left((\sqrt{T})^4 + h(\sqrt{T})^4 \right) - (1-r^2)h\sqrt{T} \right) = (-3v_s) \left(\frac{3}{2} T' - \frac{T}{h} \right) + \frac{2\eta}{R^2 \rho c} v_s^2$. Чисельно отримаємо характерні розв'язки (зображення праворуч), що відповідають реальній картині. Також вони показують контролюючий параметр ωA - швидкість коливань підставки.

